

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ГЕТЕРОФАЗНОГО ТОКОПРОВОДА ВАКУУМНОЙ ТРАНСПОРТИРУЮЩЕЙ ЛИНИИ ПРИ ПРОПУСКАНИИ МОЩНОГО ИМПУЛЬСА ТОКА

© 2021 г. В. В. Александров<sup>a</sup>, А. В. Браницкий<sup>a</sup>, Е. В. Грабовский<sup>a</sup>, Г. М. Олейник<sup>a, \*</sup>,  
Е. И. Предкова<sup>a</sup>, А. А. Самохин<sup>a</sup>, С. И. Ткаченко<sup>a, b, c</sup>, И. Н. Фролов<sup>a</sup>,  
К. В. Хищенко<sup>b, c</sup>, А. О. Шишлов<sup>a</sup>

<sup>a</sup> ГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Россия

<sup>b</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),  
Долгопрудный, Московская обл., Россия

<sup>c</sup> Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*e-mail: oleinik@triniti.ru

Поступила в редакцию 01.10.2020 г.

После доработки 03.12.2020 г.

Принята к публикации 03.12.2020 г.

В электромагнитных генераторах тераваттного диапазона с импульсными токами 1–30 МА происходит электрический взрыв поверхности токонесущих электродов. Одно из направлений защиты электродов – покрытие токонесущей поверхности различными материалами. В настоящей работе представлены экспериментальные данные и результаты численного моделирования процессов, происходящих в толстостенном гетерофазном электроде при пропускании по нему тока с высокой линейной плотностью. Амплитудное значение линейной плотности тока в расчетах равнялось 2.8 МА/см. Результаты моделирования процессов, происходящих в электродах при пропускании по ним тока с высокой линейной плотностью, находятся в качественном соответствии с данными, полученными в экспериментах.

*Ключевые слова:* электрический ток, магнитное поле, эффективность передачи энергии в нагрузку, вакуумные транспортирующие линии, гетерофазные электроды, электровзрыв поверхности металла, свинцовое покрытие электрода, защитные покрытия поверхности электродов, джоулев нагрев

DOI: 10.31857/S0367292121040028

### ВВЕДЕНИЕ

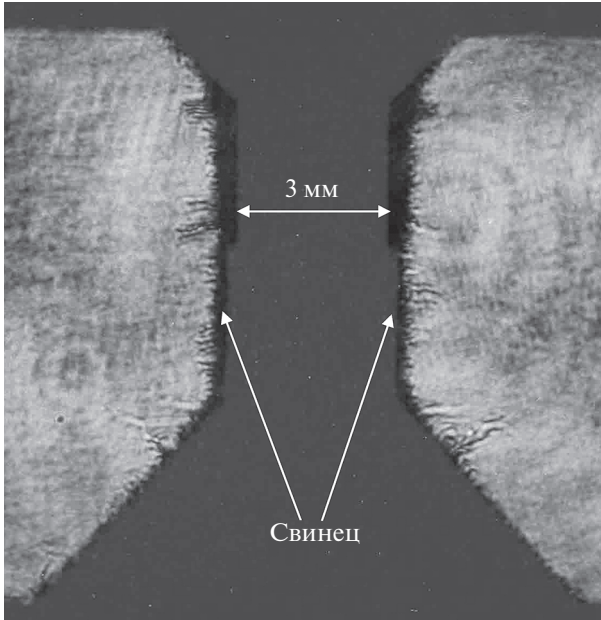
Для исследований в области термоядерного синтеза (ИТС) на основе Z-пинчей и для генерации мощных потоков мягкого рентгеновского излучения (МРИ) в мире созданы электромагнитные генераторы тераваттного уровня: Saturn, ZR – в США, PTS – в Китае, Ангара-5-1, С-300, ГИТ-12 – в России, MAGPIE – в Великобритании. Эти установки используют вакуумные транспортирующие линии (ВТЛ) с магнитной самоизоляции для подвода мощности к нагрузке (Z-пинчу). В таких установках с импульсными токами 1–30 МА происходит электрический взрыв поверхности токонесущих электродов.

Взрыв поверхности проводника приводит к образованию расширяющейся в межэлектродный зазор приэлектродной плазмы, что может привести к потерям тока в ВТЛ, уменьшая эффективность передачи энергии к нагрузке.

Актуальным является получение адекватного физического описания процесса протекания сверхсильных токов по электродам и воздействия на них сверхсильных магнитных полей. Полученные результаты могут быть использованы для расчета, проектирования новых крупных установок, генерирующих импульс мощного МРИ, для ИТС и других приложений.

Поведение электродов в мощных вакуумных транспортирующих линиях (ВТЛ), а также динамика образования плазмы на токонесущих электродах в различных условиях, исследовалось в [1–5]. В работах [2–4] исследовалось поведение электродов, изготовленных из тяжелых металлов.

Одно из направлений защиты электродов в ВТЛ – это покрытие токонесущей поверхности различными материалами. В работе [3], помимо исследований токопроводов из различных материалов, представлены результаты экспериментов с керамической трубочкой, надетой на электрод. В работе [6] экспериментально исследовалось



**Рис. 1.** Теневое изображение исследуемого токоведущего цилиндрического электрода из нержавеющей стали, нижняя часть которого покрыта слоем свинца. Изображение получено в работе [6] при кадровом лазерном зондировании с бокового направления наблюдения на момент времени 78 нс после достижения максимума разрядным током. Серый фон в центре является теневым изображением нагрузки в “холодном” состоянии, зарегистрированным перед пуском.

воздействие импульсных сверхсильных токов на электроды с покрытием керамикой и свинцом.

Покрытие электрода свинцом позволяет уменьшить скорость разлета плотной плазмы в 1.5 раза. На рис. 1 представлено взятое из работы [6] теневое изображение исследуемого электрода, нижняя половина которого покрыта фольгой из свинца толщиной 180 мкм. Фотография получена в момент времени 78 нс после достижения максимума тока 2.6 МА. На изображение, полученное в момент 78 нс, наложена теневая фотография электрода, полученная до пуска установки.

Как видно на рисунке, скорость радиального расширения поверхности исследуемого электрода, покрытой свинцовой фольгой, заметно меньше, чем той части исследуемого электрода, которая выполнена без этого покрытия. Осредненная величина смещения поверхности исследуемого стального электрода (~400 мкм) больше смещения поверхности, покрытой свинцом, в 2 раза.

Таким образом, в отсутствие источника мощного рентгеновского излучения покрытие электрода свинцом задерживает разлет плазмы вблизи электрода. Даже если покрытие не изменяет динамику плазмообразования на поверхности электрода, оно является препятствием для разлета плазмы в межэлектродное пространство.

В настоящей работе представлено численное моделирование процессов, происходящих в толстостенном электроде (полая трубка) при пропускании по нему тока с высокой линейной плотностью. Было проведено два цикла расчетов:

- Моделирование сборной трубки (полый составной трубки из нержавеющей стали, покрытой слоем свинца).
- Сравнение эволюции параметров сборной трубки с параметрами трубки из нержавеющей стали такого же диаметра без свинцового покрытия.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ СБОРНОЙ ТРУБКИ

Для изучения процессов, происходящих в сборной толстостенной трубке при пропускании по ней тока с высокой линейной плотностью, было проведено численное моделирование в рамках одномерной однотемпературной магнито-гидродинамической (МГД) модели [7]. Систему МГД-уравнений можно написать следующим образом

$$\frac{dm}{dt} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\frac{\partial P}{\partial r} - \frac{0.5}{\mu r^2} \frac{\partial (r^2 B_\phi^2)}{\partial r}, \quad (2)$$

$$\rho \frac{d\varepsilon}{dt} = -P \frac{\partial (rv)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \kappa r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{j^2}{\sigma}, \quad (3)$$

$$\frac{d(\mu B_\phi)}{dt} = \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{\sigma r} \frac{\partial (r B_\phi)}{\partial r} \right), \quad (4)$$

здесь  $m$  – масса;  $\rho$  – плотность;  $v$  – скорость;  $T$  – температура;  $B_\phi$  – индукция магнитного поля;  $\sigma(\rho, T)$ ,  $\kappa(\rho, T)$ ,  $\varepsilon(\rho, T)$  и  $P(\rho, T)$  – проводимость, теплопроводность, удельная внутренняя энергия и давление соответственно;  $j = (\mu r)^{-1} \partial (r B_\phi) / \partial r$  – плотность тока и  $\mu$  – магнитная проницаемость.

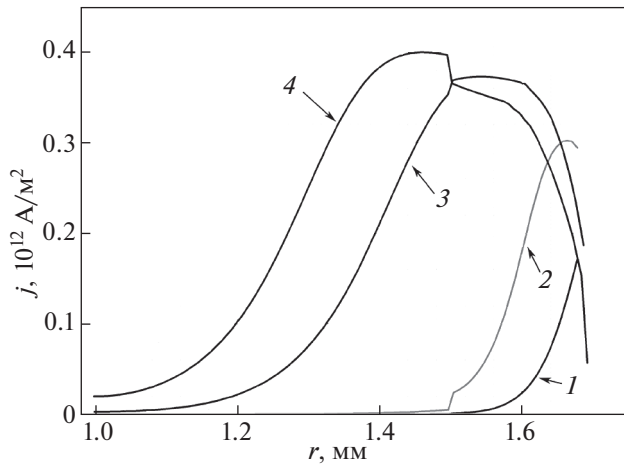
Начальные, а также граничные условия на внутренней и внешней поверхностях трубки могут быть записаны:

$$\begin{aligned} \rho(r, 0) &= \rho_0, & T(r, 0) &= T_0, \\ v(r, 0) &= 0, & B_\phi(r, 0) &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

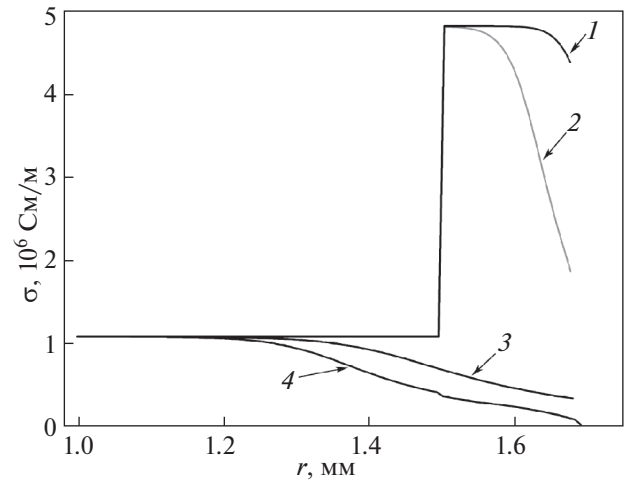
$$\begin{aligned} v(r_s, t) &= dr_s/dt, & B_\phi(r_{out}, t) &= \mu I(t) / 2\pi r_{out}, \\ B_\phi(r_{in}, t) &= 0, & P(r_s, t) &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

здесь  $r_{in}$  и  $r_{out}$  – внутренний и внешний радиусы трубки; и  $r_s$  – один из этих радиусов.

Необходимо отметить, что при протекании субмикросекундного импульса тока с линейной плотностью более 1 МА/см по материалу ВТЛ происходит значительный нагрев металла, вплоть до плавления, испарения, и ионизации. Поэтому для описания свойств реального вещества в про-



**Рис. 2.** Расчетные радиальные распределения плотности тока по толщине сборной трубки на различные моменты времени, а именно: 1 – 20 нс; 2 – 40 нс; 3 – 80 нс и 4 – 95 нс.



**Рис. 3.** Расчетные радиальные распределения проводимости по толщине сборной трубки на различные моменты времени, а именно: 1 – 20 нс; 2 – 40 нс; 3 – 80 нс и 4 – 95 нс.

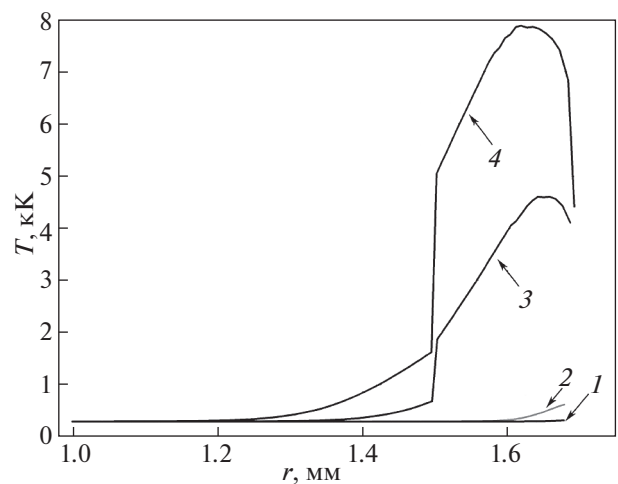
цессе одномерного МГД моделирования использовались широкодиапазонные полуэмпирические уравнения состояния [8] с учетом фазовых превращений (плавление и испарение) и возможности реализации метастабильных состояний, а также зависимости транспортных коэффициентов (проводимости и теплопроводности) от температуры [7, 9].

Внутренняя трубка из нержавеющей стали имела внешний радиус 1.5 мм, внутренний – 1 мм. Внутренняя трубка покрыта слоем свинца толщиной 0.18 мм. Через трубку пропускался импульс тока  $I(t) = 0.5I_0(1 - \cos(\pi t/\tau))$  (здесь  $\tau = 180$  нс – время достижения максимального значения тока,  $I_0 = 2.6$  МА – амплитуда тока). Таким образом, амплитудное значение линейной плотности тока в этих расчетах равнялось  $I_l = 2.8$  МА/см.

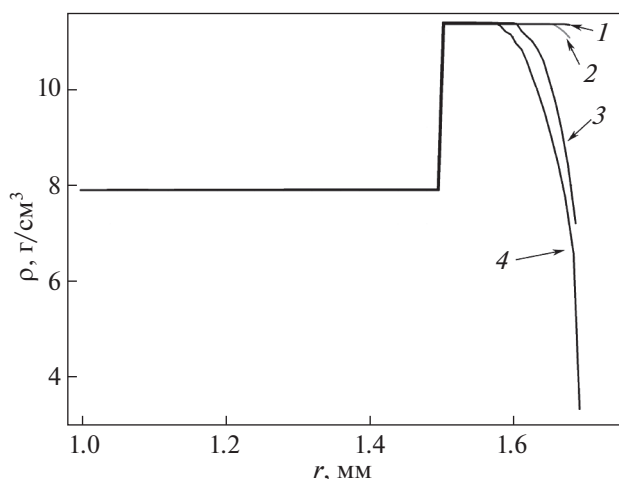
На рис. 2 приведены расчетные данные по радиальному распределению плотности тока в четыре характерных момента времени: в момент времени 20 нс показано распределение, обычное для режима скинирования тока; 40 нс – видно, что максимум плотности тока уже находится не на поверхности свинцовой трубки. Это связано с изменением проводимости по толщине трубки (рис. 3), которая, в свою очередь, зависит от температуры (рис. 4) и плотности вещества (рис. 5). Кроме того, видно, что в этот момент времени ток уже проник в стальную часть сборной трубки; а наблюдаемый излом на радиальной зависимости распределения плотности тока при  $r = 1.5$  мм соответствует изменению проводимости при переходе из свинцовой части трубки  $r \geq 1.5$  мм с боль-

шей проводимостью к стальной части –  $r < 1.5$  мм, у которой проводимость меньше приблизительно в четыре раза (рис. 3).

Похожий излом в радиальном распределении плотности тока (рис. 2) есть также в моменты времени 80 нс и 95 нс. На этих распределениях видно, что между этими моментами времени максимум распределения плотности тока перемещается из свинцового покрытия в стальную часть сборной трубки. В эти моменты времени из-за нагрева (рис. 4) проводимость нагретой свинцовой части



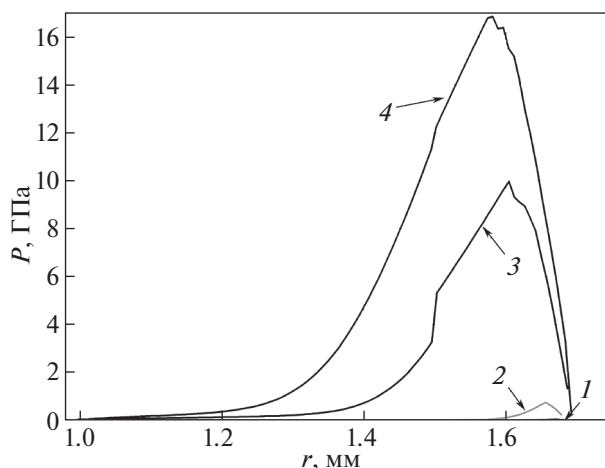
**Рис. 4.** Расчетные радиальные распределения температуры по толщине сборной трубки на различные моменты времени, а именно: 1 – 20 нс; 2 – 40 нс; 3 – 80 нс и 4 – 95 нс.



**Рис. 5.** Расчетные радиальные распределения плотности вещества по толщине сборной трубки на различные моменты времени, а именно: 1 – 20 нс; 2 – 40 нс; 3 – 80 нс и 4 – 95 нс.

трубки становится меньше, чем проводимость холодной стальной части (рис. 3).

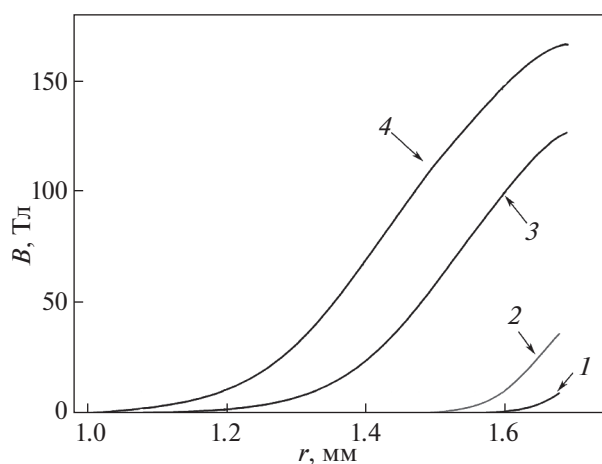
На рис. 6 приведены радиальные распределения давления по толщине сборной трубки в эти же моменты времени. В момент времени 20 нс величина давления настолько меньше, чем в последующие моменты, что его не видно на графике. Температуры вблизи контактной границы свинец–сталь заметно различаются, так в момент времени 80 нс  $T_{Pb} = 1.8$  кК и  $T_{St,st} = 0.7$  кК, при этих температурах свинец находится уже в жидком состоянии ( $T_{Pb,f} = 0.6$  кК – температура плавления свинца, здесь и далее использованы данные по теплофизическим свойствам жидкого свинца, опубликованные в базе данных на сайте “РОСАТОМ” – НИЯУ МИФИ [10]), а сталь еще не начала плавиться ( $T_{St,st,f} = 1.7$  кК – температура плавления нержавеющей стали). В момент времени 95 нс температура стальной части трубки вблизи контактной границы все еще ниже температуры плавления стали  $T_{St,st} = 1.6$  кК, поэтому эта часть все еще находится в твердом состоянии. При этом со стороны свинцового покрытия  $T_{Pb} = 5.05$  кК, т.е. выше температуры кипения свинца при атмосферном давлении ( $T_{Pb,b} = 2.02$  кК – температура кипения свинца при атмосферном давлении) и даже слегка превышает критическую температуру ( $T_{Pb,cr} = 5$  кК). Давление в этом сечении порядка  $P_{Pb} = 12.2$  ГПа, то есть существенно превышает критическое давление свинца ( $P_{Pb,cr} = 0.18$  ГПа), а плотность  $\rho_{Pb} = 11.38$  г/см<sup>3</sup> чуть выше плотности при нормальных условиях ( $\rho_{Pb,0} = 11.34$  г/см<sup>3</sup>), поэтому вещество по-прежнему



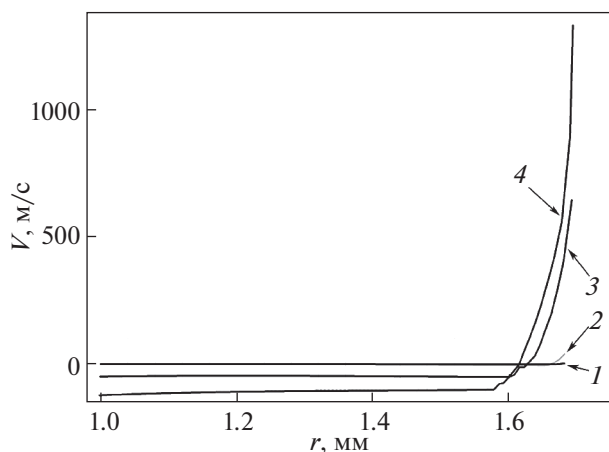
**Рис. 6.** Расчетные радиальные распределения давления по толщине сборной трубки на различные моменты времени, а именно: 1 – 20 нс; 2 – 40 нс; 3 – 80 нс и 4 – 95 нс.

находится в жидком состоянии. Отметим, что давление не испытывает на контактной границе заметного скачка значений, что естественно – время установления динамического равновесия мало.

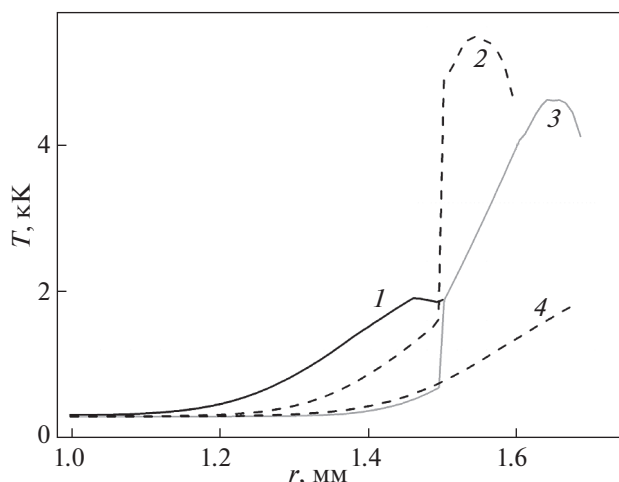
Представляют интерес также и другие характеристики процесса. На рис. 7 приведены распределения индукции магнитного поля по толщине сборной трубки на различные моменты времени. На рис. 8 приведены распределения скорости по толщине сборной трубки на различные моменты времени.



**Рис. 7.** Расчетные радиальные распределения индукции магнитного поля по толщине сборной трубки на различные моменты времени, а именно: 1 – 20 нс; 2 – 40 нс; 3 – 80 нс и 4 – 95 нс.



**Рис. 8.** Расчетные радиальные распределения скорости по толщине сборной трубки на различные моменты времени, а именно: 1 – 20 нс; 2 – 40 нс; 3 – 80 нс и 4 – 95 нс.



**Рис. 9.** Расчетное радиальное распределение температуры по толщине трубок в 4 вариантах конструкции трубок в момент времени 80 нс, а именно: 1 – полая стальная трубка с начальным внешним диаметром 3 мм и толщиной стенки 0.5 мм (вариант 1); 2 – на стальную трубку, как в варианте 1, надет цилиндр, изготовленный из свинцовой фольги толщиной 86 мкм (вариант 2); 3 – на стальную трубку, как в варианте 1, надет цилиндр, изготовленный из свинцовой фольги толщиной 180 мкм (вариант 3); 4 – стальная трубка с толщиной стенки, равной суммарной толщине сборки, используемой в расчете 3 (вариант 4).

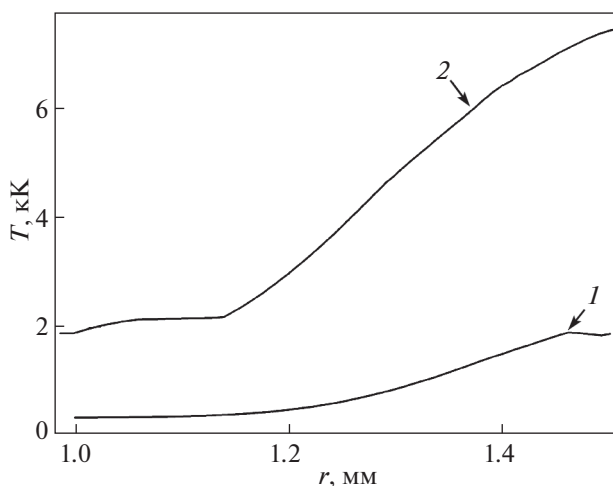
### СРАВНЕНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ПАРАМЕТРОВ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ ТРУБКИ И СБОРНОЙ ТРУБКИ ТАКОГО ЖЕ СУММАРНОГО ДИАМЕТРА

Чтобы проанализировать эффективность транспортировки мощного импульса тока по ВТЛ со свинцовым покрытием и без него, были выполнены расчеты следующих вариантов: полая стальная трубка с начальным внешним диаметром 3 мм и толщиной стенки 0.5 мм (вариант 1); на такую же стальную трубку, как в варианте 1, надет цилиндр, изготовленный из свинцовой фольги толщиной 86 мкм (вариант 2); на такую же стальную трубку, как в варианте 1, надет цилиндр, изготовленный из свинцовой фольги, толщина которого 180 мкм сравнима с толщиной скинирования  $\delta \sim 170$  мкм (вариант 3). Для сравнения был рассчитан вариант, в котором моделировалась эволюция стальной трубки с толщиной стенки, равной суммарной толщине сборки используемой в расчете 3 (вариант 4).

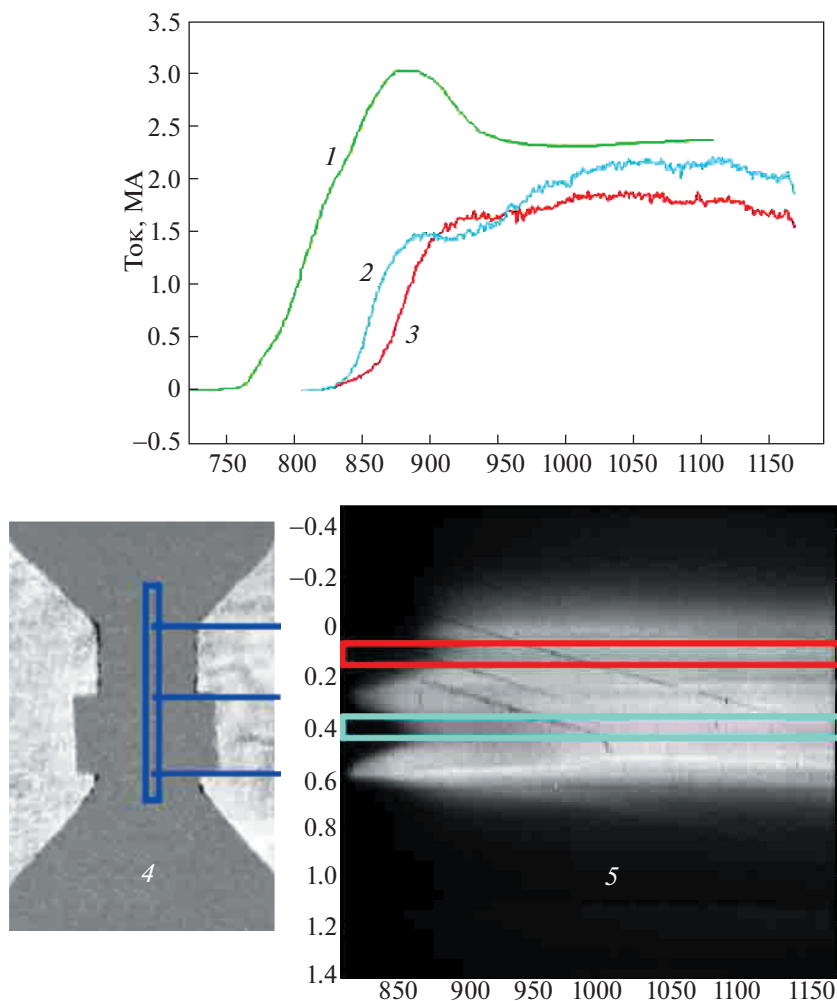
Ниже приведены результаты расчетов, полученные на момент времени 80 нс для этих вариантов. На рис. 9 приведены распределения температуры по толщинеборок. На рисунке видно, что в вариантах 1 и 4 температура поверхности почти в 3 раза ниже, чем в вариантах 2 и 3. Этого и следовало ожидать: проводимость покрытия, изготовленного из свинцовой фольги выше, чем проводимость стали, из которой изготовлена основная трубка. В случае большей проводимости толщина скинирования будет меньше, следовательно, на меньшей толщине будет происходить выделение энергии, поэтому и поверхность нагреется сильнее.

### ТЕМПЕРАТУРА СТАЛЬНОЙ ТРУБКИ БЕЗ ПОКРЫТИЯ

На рис. 10 приведены два распределения температуры по толщине 3 мм стальной трубки без покрытия для моментов времени 80 и 120 нс (последний момент был выбран из тех соображений,



**Рис. 10.** Расчетные радиальные распределения температуры по толщине 3 мм стальной трубки без покрытия на два момента времени: 1 – 80 нс; 2 – 120 нс.



**Рис. 11.** Осциллограмма тока, схематическое изображение электрода и хронограмма его собственного свечения. 1 – осциллограмма тока; 2 – интенсивность света (в относительных единицах) на высоте 35–45 мм; 3 – интенсивность света на высоте 0.5–15 мм; 4 – схематическое изображение электрода, расположение времяанализирующей щели ЭО-Па и три горизонтальные линии на высотах 0, 3, 6 мм, разделяющие стальную трубку без покрытия на ординате (0–3 мм) и сборную трубку на ординате (3–6 мм); 5 – хронограмма собственного свечения поверхности электрода с нанесенными двумя прямоугольниками, свечение внутри которых представлено кривыми 2 и 3 в условных единицах. По горизонтали общая шкала для хронограммы и осциллограммы [нс]. По вертикали общая шкала для схематического изображения электрода и хронограммы [см]. Стальная трубка без покрытия на ординате (0–0.3 см), сборная трубка на ординате (0.3–0.6 см).

что приблизительно в этот момент времени начинается собственное свечение стальной трубки в соответствии с экспериментальной хронограммой, представленной на рисунке 11, а также на временной зависимости яркости этого свечения, показанного линией 3 на рисунке 11). Достижение к моменту времени 120 нс (от момента начала протекания тока) температуры более 7 кК соответствует началу зарегистрированному в эксперименте яркого свечения электрода, которое можно увидеть на хронограмме собственного свечения (5 на рис. 11) и более отчетливо на прописи этого свечения (линия 3 на рис. 11). На этих же рисунках видно, что поверхность трубки, покры-

тая свинцовой фольгой, начинает светиться на ~25 нс раньше, то есть приблизительно в 95 нс, а в соответствии с рис. 4 к этому моменту времени она нагрета до температуры ~7 кК, следовательно, может уже светиться. Кроме того, необходимо отметить, что в местах, где начинается свинцовая фольга, покрывающая цилиндрическую часть трубки, свечение появляется раньше на ~35 нс. Это можно объяснить следующим образом: на тонких кромках свинцовой фольги увеличивается напряженность электрического поля, что может приводить к более раннему локальному пробое по десорбированным газам и загрязнениям поверхности.

Необходимо отметить, что при расчетах не моделировался шунтирующий пробой по поверхности трубки (который может быть вызван пробоем десорбированных газов или пробоем по параметрам легких загрязнений поверхности трубки, например, масла, используемого в насосах) — изменения параметров моделировались только в связи с выделением джоулевой энергии и разлетом (расширением) нагретого вещества, а также фазовыми переходами.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты моделирования процессов, происходящих как в сборных сталь–свинец, так и в стальных электродах без покрытия при пропускании по ним тока с высокой линейной плотностью, качественно соответствуют данным, полученным в экспериментах. Время достижения в расчетах температуры более 7 кК соответствует зарегистрированному в экспериментах яркому свечению нагретости.

Полученные результаты могут быть использованы при проектировании мощных электрофизических установок следующего поколения.

В части расчета по уравнению состояния работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (государственное задание № 8470; 075-00892-20-01). Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 8470; 20-21-00082).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бакшаев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И., Черненко А.С., Данько С.А., Калинин Ю.Г., Кингсен А.С., Королев В.Д., Мижирецкий В.И., Смирнов В.П.,*

*Шашков А.Ю., Сасоров П.В., Ткаченко С.И.* // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 4. С. 291–303.

2. *Ананьев С.С., Бакшаев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И., Данько С.А., Жужунашвили А.И., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Кингсен А.С., Королев В.Д., Мижирецкий В.И., Смирнов В.П., Устров Г.И., Черненко А.С., Шашков А.Ю., Ткаченко С.И.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2008. № 4. С. 3–24.
3. *Ананьев С.С., Бакшаев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И., Данько С.А., Жужунашвили А.И., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Кингсен А.С., Королев В.Д., Мижирецкий В.И., Смирнов В.П., Черненко А.С., Ткаченко С.И.* // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 7. С. 627.
4. *Chaikovsky S.A., Oreshkin V.I., Datsko I.M., Labet-skaya N.A., Ratakhin N.A.* // Physics of Plasmas. 2014. V. 21. 042706.
5. *Ткаченко С.И., Грабовский Е.В., Калинин Ю.Г., Олейник Г.М., Александров В.В., Хищенко К.В., Левашов П.Р., Ольховская О.Г.* // Известия высших учебных заведений. Физика. 2014. Т. 57. № 12-2. С. 279.
6. *Александров В.В., Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Грицук А.Н., Королев В.Д., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Предкова Е.И., Самохин А.А., Смирнов В.П., Фролов И.Н., Шишлов А.О.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 6. С. 503.
7. *Грабовский Е.В., Левашов П.Р., Олейник Г.М., Олсон С.Л., Сасоров П.В., Смирнов В.П., Ткаченко С.И., Хищенко К.В.* // Физика плазмы. 2006. 32. № 9. С. 782.
8. *Fortov V.E., Khishchenko K.V., Levashov P.R., Lotonosov I.V.* Wide-range multi-phase equations of state for metals// Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 1998. V. 415. P. 604.
9. *Кнопфель Г.* Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.
10. <https://gsssd-rosatom.mephi.ru/DB-tp-01/PbBi.php>